

УДК 621.382

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В n -GaAs РЕЗОНАТОРНЫМ МЕТОДОМ С ОБРАБОТКОЙ РЕЗУЛЬТАТОВ НА ЭВМ

С. В. Плаксин

Разработан экспериментальный метод определения времени релаксации энергии τ_e электронов в области полей, превышающих пороговое поле эффекта Ганна в n -GaAs. Исходными данными для вычисления τ_e являются измеренные величины проводимости образца в 4-миллиметровом диапазоне волн. Методика позволяет проследить, после обработки данных на ЭВМ, какое влияние на высокочастотные свойства полупроводника оказывают различные внешние воздействия.

Потребность в освоении коротковолновой части миллиметрового (мм) диапазона сделала актуальным изучение высокочастотных свойств полупроводниковых материалов. Возможности дальнейшего повышения рабочих частот устройств на электрически активных полупроводниках, и в частности диодов с междолинным электронным переносом (МЭП), связаны с фундаментальными свойствами используемых полупроводниковых материалов. Установлено, что за верхний частотный предел ответственны процессы перераспределения электронов между долинами зоны проводимости, инерционность которых характеризуется временем релаксации энергии τ_e [1].

Теоретическое изучение динамики разогрева электронов связано с определенными трудностями, обусловленными необходимостью учета множества важных механизмов рассеяния и сложной структуры зоны проводимости. Существующие теоретические модели не позволяют однозначно определить значение τ_e , а имеющиеся в литературе данные, как отмечается в ряде работ [2, 3], нельзя считать установленными и требуют проверки. Поэтому для прогнозирования перспектив расширения верхнего частотного предела диодов Ганна представляет интерес получение достоверной экспериментальной информации о скорости релаксации энергии электронов в сильных электрических полях. Искомое τ_e можно определить экспериментально, наблюдая релаксацию проводимости образца σ_ω [2]. Чтобы обеспечить достаточную разрешающую способность таких измерений, необходимо, чтобы произведение угловой частоты ω зондирующего СВЧ излучения на характерное время τ исследуемых процессов было порядка единицы ($\omega\tau \approx 1$). С учетом этого условия для изучения инерционных свойств электронов проводимости в n -GaAs в области температур 80—300 К, где преобладает полярное оптическое рассеяние, требуется излучение миллиметрового диапазона, поскольку, по существующим представлениям [2, 3], времена релаксации в этих условиях составляют 10^{-12} — 10^{-13} с.

1. Выбор метода исследований. Изучение высокочастотных свойств полупроводников удобно проводить с помощью измерительных резонаторов, которые обеспечивают достаточно сильное взаимодействие между СВЧ полями и полупроводниковым материалом. Проследить за изменениями комплексной СВЧ проводимости образца σ_ω можно, измеряя параметры резонатора, стенку которого замещает образец. В работе [4] предложена удобная конструкция держателя образцов, в котором образец покрывает отверстие в одной из больших поверхностей резонатора

на волне типа TE_{102} , выполненного на базе регулярного прямоугольного волновода сечением $3,6 \times 1,8$ мм². Поскольку образец установлен вне волноводного тракта, то это удобно еще и тем, что дает возможность исследовать влияние на релаксационные процессы в полупроводнике различных внешних воздействий, таких, как магнитное поле или лазерное излучение различной длины волны. Ранее в [5] было дано описание используемых параметров арсенида галлия, процедуры измерений, погрешности измерений и блок-схемы измерительной установки. Конструкция резонатора [4] и способ установки образца показаны на рис. 1.

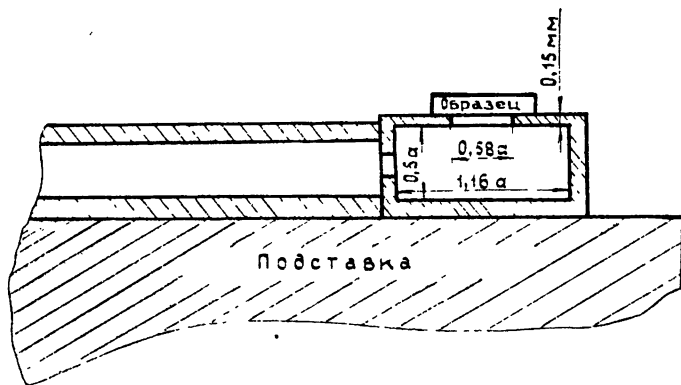


Рис. 1. Установка образца на резонатор.

2. Калибровка резонатора. Для указанного способа установки образца метод малых возмущений позволяет связать измеряемые в эксперименте параметры резонатора (ненагруженная добротность, резонансная частота) с параметрами полупроводника (поверхностным импедансом), необходимыми для вычисления искомого времени релаксации энергии τ_e . Конкретизируя выражение [6], описывающее изменение частоты резонатора, вызванное внесением исследуемого образца, для нашего случая после несложных преобразований имеем

$$\frac{\omega_{00}}{2Q_0} - i(\omega_0 - \omega_{00}) = Z \oint \frac{|H|^2 dS}{4W_0}, \quad (1)$$

где $i = \sqrt{-1}$; ω_{00} — резонансная частота, зависящая только от геометрии резонатора в предположении бесконечно большой проводимости его стенок; H — напряженность магнитного поля; W_0 — запасенная в резонаторе энергия; ω_0 и Q_0 — резонансная частота и ненагруженная добротность, получающиеся из-за конечности импеданса стенок; $Z = R + iX$ — поверхностный импеданс полупроводника.

Поверхностный интеграл должен быть взят по всей поверхности резонатора и представляет собой квадрат модуля поверхностных токов. Принимая во внимание, что некоторая часть F_1 общей поверхности F стенок резонатора является полупроводниковым образцом, действительная часть уравнения (1) модифицируется к виду

$$\frac{\omega_{00}}{2Q_0} = R_M \frac{1}{4W_0} \int_{F-F_1} |H|^2 dS + R \frac{1}{4W_0} \int_{F_1} |H|^2 dS, \quad (2)$$

где $R_M = \sqrt{\omega\mu/2\sigma_r}$ в предположении бесконечно большой проводимости стенок резонатора, μ — магнитная проницаемость материала, σ_r — действительная часть проводимости стенок.

В уравнении (2) предполагается, что изменения в распределении поля внутри резонатора, вызванные полупроводником, незначительны. Возможные потери на излучение могут быть учтены в третьем члене в правой части уравнения (2). Первый и этот третий член объединяются в выражение $A\omega_{00}/2$. Теперь, используя выражение

$$B = \frac{1}{2\omega_{00}^2 W_0} \int_{F_1} |H|^2 dS, \quad (3)$$

уравнение (2) можно записать в виде

$$1/Q_0 = A + BR. \quad (4)$$

Коэффициент B легко рассчитывается из уравнений, описывающих конфигурацию магнитного поля в TE_{102} -резонаторе. Он равен $2,845 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$. Коэффициент A может быть определен из измерений добротности резонатора, когда полупроводниковый образец заменяется металлом с известной проводимостью. Эта калибровочная процедура осуществлялась по стандартной методике [7].

Для мнимой части импеданса X имеет место уравнение, подобное (4),

$$-\Omega = A + BX. \quad (5)$$

Очевидно, что мнимая часть импеданса полупроводника по величине достаточна, чтобы вызвать сдвиг резонансной частоты. Теперь, когда известны коэффициенты A и B (при фиксированной температуре), т. е. резонатор прокальброван, становятся возможными измерения действительной и мнимой частей поверхностного импеданса других материалов, а следовательно, и комплексной СВЧ проводимости:

$$\sigma_r = 2\omega\mu_m R X (R^2 + X^2)^{-2}; \quad (6)$$

$$\sigma_i + \omega\epsilon_0\epsilon_s = \omega\mu_m (R^2 - X^2) (R^2 + X^2)^{-2}, \quad (7)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, ϵ_s — относительная статическая диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала, μ_m — его магнитная проницаемость.

3. Учет многократных отражений от образца. Пренебрежимо малые изменения в потерях на излучение, которые учтены в коэффициенте A , не вносят серьезной ошибки, так как потери резонатора происходят почти полностью внутри полупроводника. Однако для повышения корректности методики, особенно в случае экспериментов с тонкопленочными образцами, отделенными от резонатора двухслойным диэлектрическим покрытием*, необходим учет многократных отражений зондирующего СВЧ излучения от нескольких границ раздела сред. Для этого в процедуре расчета применен специальный алгоритм, позволяющий, с учетом толщины и диэлектрической проницаемости каждого слоя, определить собственный импеданс исследуемого полупроводникового материала. Этот расчет проведен в соответствии с моделью, развитой в [8], на основе рекуррентного соотношения

$$Z_{вх_k} = Z_{k_0} \frac{Z_{вх_{k-1}} + Z_{k_0} \text{th } \gamma_k d_k}{Z_{вх_{k-1}} \text{th } \gamma_k d_k + Z_{k_0}},$$

где $Z_{вх_k}$ — «входной» импеданс k -слойной структуры, Z_{k_0} — характеристический импеданс слоя k , γ_k — постоянная распространения в слое k , d_k — толщина слоя k .

4. СВЧ проводимость в области горячих электронов. Приложение к образцу n -GaAs импульсного электрического поля приводит к изменению его СВЧ проводимости, обусловленному горячими электронами. Поскольку полупроводниковый образец является частью стенки резонатора, то изменение проводимости влияет на добротность и резо-

* Первый слой — вещество с высокой диэлектрической проницаемостью (например, глицерин с $\epsilon=41$) — применяется для подавления спонтанных колебаний тока в образце при полях выше порогового для эффекта междолинного переноса электронов. Второй слой — фторопластовая пленка толщиной 5 мкм — применяется для электроизоляции образца от волноводного тракта и предотвращения нежелательного излучения через отверстие связи с резонатором.

нансную частоту резонатора (согласно (4) и (5)), а также вызывает изменение коэффициента отражения на всех частотах. Вследствие использования импульсного греющего поля эти изменения происходят только в течение импульса. Измерения добротности согласно [7] больше не правомерны. В этом случае исходные для определения времен релаксации данные могут быть получены из измерений коэффициента отражения на резонансной частоте ω_0 при различных греющих полях и тех частот ω_{01} и ω_{02} , на которых коэффициенты отражения от резонатора до и после приложения импульсного электрического поля к образцу равны (рис. 2).

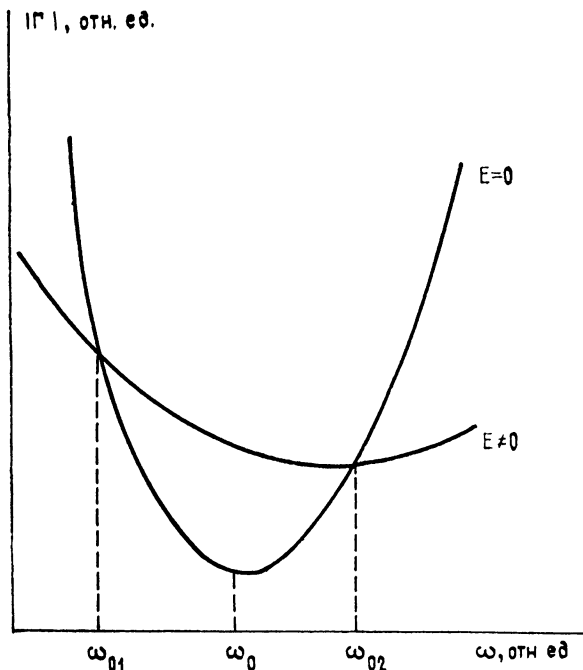


Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения резонатора от частоты.

Эти измерения для данной величины греющего поля дают всю необходимую информацию о комплексной СВЧ проводимости образца, поскольку необходимые для ее определения согласно (4) и (5) ненагруженная добротность Q и сдвиг резонансной частоты $\Delta\omega$ могут быть рассчитаны по методике, предложенной в [9], с помощью следующих выражений:

$$Q^2 - 2QQ_{\text{вн}} \frac{(1+|\Gamma_1|^2)/(1-|\Gamma_1|^2) - Q_0 Q_{\text{вн}}(\omega_{01} + \omega_{02})/2(\omega_0 - (\omega_{01} + \omega_{02})/2)}{1 + Q_{\text{вн}}^2 (\omega_0 - (\omega_{01} + \omega_{02})/2)^2} +$$

$$+ Q_{\text{вн}}^2 \frac{1 + Q_0^2 ((\omega_{01} + \omega_{02})/2)^2}{1 + Q_{\text{вн}}^2 (\omega_0 - (\omega_{01} + \omega_{02})/2)^2} = 0,$$

$$2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \left(1 - \frac{Q_0}{Q}\right) \frac{\omega_{01} + \omega_{02}}{2}.$$

В этих уравнениях $|\Gamma_1|$ — модуль коэффициента отражения в течение воздействия импульса электрического поля, а $Q_{\text{вн}}$ — внешняя добротность резонатора, для которой имеем

$$Q_{\text{вн}} = Q_0(1 + |\Gamma_0|)/(1 - |\Gamma_0|),$$

где $|\Gamma_0|$ — модуль коэффициента отражения невозмущенного резонатора, измеренного на резонансной частоте. Внешняя добротность $Q_{\text{вн}}$

может быть принята постоянной до тех пор, пока потери в волноводной системе, к которой присоединен резонатор, не изменяются, как это имеет место в настоящем эксперименте. Параметры расстройки определяются в соответствии с резонансной частотой резонатора, пока на образце нет импульсов:

$$\Omega_{0k} = 2(\omega_{0k} - \omega_0)/\omega_0, \quad k=1; 2.$$

5. Вычисление времени релаксации энергии. Принимая во внимание релаксационные эффекты в выражении для частотной зависимости комплексной СВЧ проводимости, можем рассчитать время релаксации импульса из отношения мнимой и действительной составляющих проводимости:

$$\tau_m = -(1/\omega) (\sigma_i/\sigma_r). \quad (8)$$

Однако наибольший интерес представляет время релаксации по энергии τ_e , поскольку именно этот параметр определяет верхний частотный предел работы твердотельных устройств на эффекте междолинного электронного переноса. Для получения численных значений τ_e воспользуемся выражением, связывающим τ_m и τ_e , согласно [10]:

$$\frac{\tau_e(\mathcal{E})}{\tau_m(\mathcal{E})} = \frac{2n(\omega) + 1}{\hbar\omega} \mathcal{E},$$

где $n(\omega)$ — число Бозе—Эйнштейна, \hbar — постоянная Планка, \mathcal{E} — средняя энергия электронного газа. На основе этого выражения, с учетом зависимости τ_m и τ_e от средней энергии электронного ансамбля, для случая сильных полей имеем

$$\tau_e = m^*L/\tau_m eE. \quad (9)$$

Здесь m^* — эффективная масса электрона, L — длина свободного пробега, e — заряд электрона. Параметры m^* и L задаются численно для каждого нового шага алгоритма вычисления τ_e . Значения m^* и L заимствуются из работ [11] и [12] соответственно. Величина τ_e в формуле (9) определяется областью сильного поля в образце, т. е. статическим анодным доменом, на наличие которого указывают зондовые измерения профиля поля. Учет постоянной времени остальной («пассивной») части образца показывает, что ее вклад в результирующее τ_e пренебрежимо мал.

6. Реализация программы и результаты расчета. На рис. 3 в виде блок-схемы представлен алгоритм программы расчета полевой зависимости времени релаксации энергии горячих электронов, написанной на языке ПЛ/1 и реализованной на ЭВМ ЕС-1045 (ОС 6.1 ЕС ЭВМ). Результаты обработки экспериментальных данных на ЭВМ с помощью разработанной программы приведены в виде графика полевой зависимости τ_e на рис. 4. Программа позволяет выполнять расчеты по нескольким вариантам входной информации, соответствующим различным внешним воздействиям на образец. Так, например, влияние лазерного излучения с длиной волны $\lambda=0,89$ мкм, соответствующей собственному поглощению в n -GaAs, показано на рис. 4 нижней кривой. Информация каждого варианта состоит из 16 карт, на каждой из которых через пробел отперфорированы значения

$$E_k, \Omega_{01k}, \Omega_{02k}, \Gamma_{0k}, N_k, B \quad (\text{для } k=1, \dots, 16).$$

Здесь N_k — концентрация носителей тока, остальные обозначения описаны в тексте статьи.

В исследуемом интервале полей параметр τ_e претерпевает быстрый, близкий к экспоненциальному, спад до величины порядка $(6-7) \cdot 10^{-13}$ с при поле около 20 кВ/см. При сравнении теоретической зависимости $\tau_e(E)$, приведенной в работе [13], с полученными результатами обнаруживается их качественное соответствие. Однако расчетные значения

Времени релаксаций энергии [13, 14] превышают измеренные в нашем эксперименте и в зависимости от принятой модели и параметров зонной структуры материала лежат в пределах $\tau_e \approx (1-6) \cdot 10^{-12}$ с. Количественные отличия τ_e от величин, приведенных в часто цитируемой работе [15], объясняются тем, что в [15] измерения проводились в области слабых полей (до порога эффекта Ганна, в отличие от наших измерений).

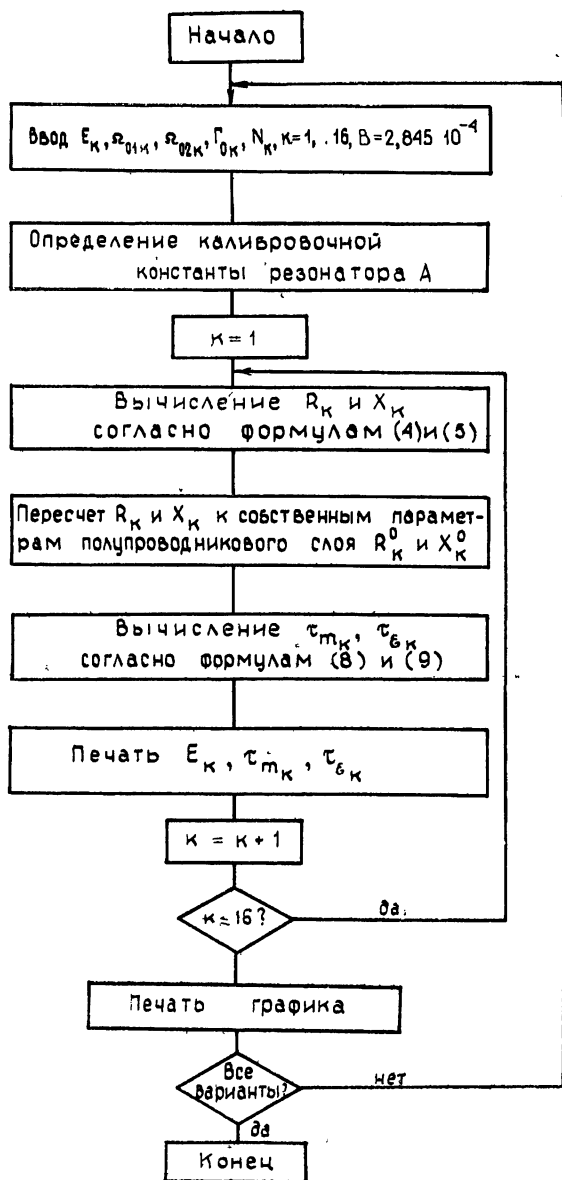


Рис. 3. Блок-схема алгоритма программы вычисления времени релаксации энергии горячих электронов.

Объяснение измеренным величинам времени релаксации энергии следует искать в появлении дополнительных каналов охлаждения электронов, например канала, обусловленного повышением интенсивности межэлектронных соударений [16]. Это может привести к возрастанию числа электронов с высокой энергией, способных эмиттировать оптические фононы, что существенно расширяет спектр фононов, участвующих в отводе энергии, получаемой электронами от электрического поля, в

решетку. При этом скорость релаксации энергии увеличивается, т. е. τ_e уменьшается.

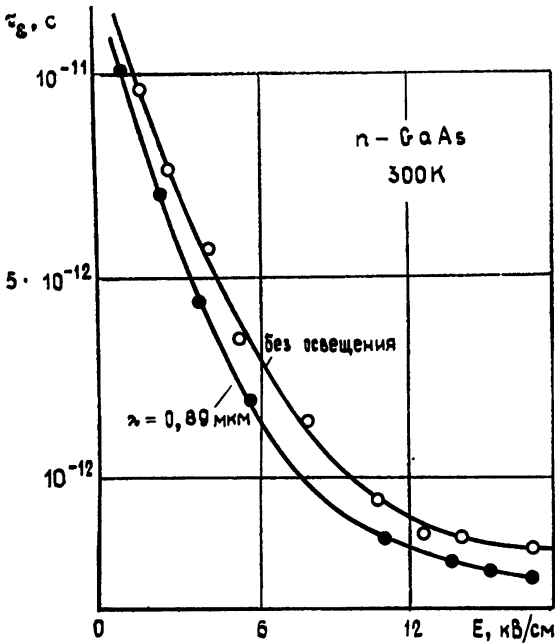


Рис. 4. Полевая зависимость времени релаксации энергии горячих электронов в арсениде галлия.

Разработанная методика позволяет на базе экспериментальной радиофизической информации определять зависимость времени релаксации энергии горячих электронов от напряженности электрического поля. Исходными данными для вычисления τ_e являются измерения проводимости полупроводникового образца в 4-миллиметровом диапазоне волн. С помощью указанного расчета впервые были проведены измерения времени релаксации при греющих полях, значительно превышающих пороговое поле эффекта междолинного переноса. Характер полевой зависимости и измеренные величины τ_e свидетельствуют о том, что разработку МЭП-диодов для диапазона частот до 200 ГГц можно осуществлять на основе n-GaAs. Программа расчета τ_e позволяет проследить, вводя новые наборы исходных экспериментальных данных, какое влияние на высокочастотные свойства материала оказывают различные внешние воздействия. Время расчета одного варианта программы зависит от дискретизации интервала электрических полей, в котором проводятся измерения, и составляет от 20 до 50 с. Описанный расчет открывает возможности для количественных оценок явлений электронного переноса в реальных полупроводниках и, таким образом, будет способствовать лучшему пониманию работы устройств на горячих электронах в коротковолновой части миллиметрового диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. — Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. — М.: ЦНИИ Электроника, 1984, вып. 4.—34 с.
2. Денис В., Канцлерис Ж., Мартунас З. Электроны в полупроводниках. Теплые электроны // Под ред. Ю. Пожелы. — Вильнюс: Моклас, 1983, 4, с 90.
3. Costato M., Fontanesi S., Reggiani L. — J. Phys. Chem. Sol., 1973, 34, № 3, p. 547.
4. Зайферт Ф. — ТИИЭР, 1965, 53, № 7, с. 866.
5. Плаксин С. В., Погорелая Л. М., Привалов В. Н., Соколовский И. И. Разработка элементов гибридных интегральных схем оптического и миллиметрового диапазонов. — Тула: Политехнический ин-т, 1985, с. 50.

6. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1963.—404 с.
7. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Методы и техника. / Под ред. Р. А. Валитова, Б. И. Макаренко. — М.: Радио и связь, 1984.—296 с.
8. Гаврилин В. В., Григулис Ю. К., Пориньш В. М. Электромагнитные радиоволновые приборы для контроля слоев полупроводниковых и металлических структур. — Рига: Зинатне, 1982.—162 с.
9. Richter K. R. — IEEE Trans. MTT, 1969, 17, p. 339.
10. Ridley B. K. — J. Phys. C.: Solid State Phys., 1983, 16, № 17, p. 3373.
11. Маккамбер, Чайновес. — Зарубежная радиоэлектроника, 1966, № 11, с. 78.
12. Eastman L. F. — El. Lett., 1980, 16, № 13, p. 524.
13. Прохоров Э. Д., Арендарь В. Н., Белецкий Н. И., Дядченко А. В. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 11, с. 2449.
14. Ashida K, Inoue M. — J. Phys. Soc. Japan, 1974, 37, № 2, p. 408.
15. Glover G. H. — J. Appl. Phys., 1973, 44, № 3, p. 1295.
16. Левинсон И. Б., Мажуолите Г. Э. — ФТП, 1967, 1, вып. 4, с. 556.

Институт технической механики
АН УССР

Поступила в редакцию
5 мая 1986 г.

DETERMINATION OF HOT-ELECTRON'S-ENERGY-RELAXATION TIME IN n -GaAs USING RESONANT MEASUREMENTS AND COMPUTATIONS

S. V. Plaksin

Experimental technique has been developed for determination of the energy relaxation time of hot electrons in n -GaAs on the electric field in the absence or in presence of external excitation. The value of sample's conductivity, measured at the M -band, is the main input information for calculation.